

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Studi sul guadagno dei fotomoltiplicatori
per il luminometro LUCID dell'esperimento
ATLAS a LHC**

Relatore:
Prof. Nicola Semprini Cesari

Presentata da:
Gabriele Moretti

Correlatore:
Dott.ssa Carla Sbarra

Sessione II
Anno Accademico 2013/2014

Sommario

Dall'inizio del 2013 il *Large Hadron Collider* (LHC) non produce dati (fase di *shut down*) per effettuare operazioni di consolidamento e manutenzione. Nella primavera del 2015 ritornerà in funzione con energia e luminosità maggiori.

La fase di *shut down* è sfruttata anche per migliorare le prestazioni dei vari rivelatori che operano in LHC, così che possano acquisire dati in modo efficiente alla riaccensione.

Per quanto riguarda il monitor di luminosità LUCID, che fa parte dell'esperimento ATLAS, sono stati sostituiti i rivelatori principali (i fotomoltiplicatori) e l'elettronica. Numerosi considerazioni rispetto alla durata dei nuovi sensori nell'ambiente di LHC tra il 2015 e il 2018, nonché sulla misura della luminosità durante il *run II*, hanno portato alla conclusione che i nuovi PMT dovranno operare ad un guadagno di 10^5 . E' stato dunque necessario, una volta identificati ed acquistati i nuovi sensori, qualificarne il funzionamento individuale e determinare la tensione di lavoro corrispondente al guadagno desiderato. La prima parte di tali misure, effettuate interamente a Bologna, riguarda la misura della corrente di buio e l'andamento della dipendenza del guadagno dei PMT dalla tensione applicata. La seconda parte riguarda invece lo studio di diversi metodi per le misure del guadagno assoluto, e la loro applicabilità durante la fase di funzionamento di LHC. Durante la presa dati, infatti, sarà essenziale essere in grado di monitorare continuamente il guadagno di ciascun sensore al fine di mantenerlo costante. Le misure di guadagno assoluto presentate in questa tesi sono state effettuate in parte a Bologna, sfruttando il metodo del singolo fotoelettrone, e in parte presso il CERN, utilizzando una sorgente radioattiva, il ^{207}Bi .

Indice

1	L'acceleratore LHC	2
1.1	Il rivelatore ATLAS	4
1.2	La Luminosità	5
1.3	Il monitor di luminosità LUCID	6
2	Fotomoltiplicatori	8
2.1	Parametri caratteristici	9
2.2	I fotomoltiplicatori di LUCID per la fase II	11
3	Misure di Corrente di Buio e Guadagno Relativo	13
3.1	Setup sperimentale	14
3.2	Risultati	15
3.2.1	Corrente di Buio	15
3.2.2	Guadagno Relativo	20
4	Misure di Guadagno Assoluto col metodo del singolo fotoelettrone	24
4.1	Setup sperimentale	24
4.2	Risultati	25
5	Misure di Guadagno Assoluto con una sorgente radioattiva	28
5.1	Il Bismuto 207	29
5.2	Setup sperimentale	31
5.3	Determinazione della tensione corrispondente a un guadagno di 10^5 . . .	33
5.3.1	Errori sistematici	36
6	Conclusioni	40

Capitolo 1

L'acceleratore LHC

LHC (Large Hadron Collider)[1], costruito dal CERN a cavallo del confine franco-svizzero, è il più potente acceleratore circolare di particelle al mondo. Esso ha una circonferenza di 27 km ed è situato nel tunnel precedentemente utilizzato dal LEP (Large Electron-Positron Collider), a una profondità di circa 100 m. Al suo interno sono accelerati protoni e, per un mese all'anno, ioni di piombo. Nella prima fase di funzionamento, terminata nel 2012, è stata raggiunta un'energia nel centro di massa (CM), per le collisioni di protoni (pp), di 8 TeV. Al termine dell'attuale fase di *shut down* si prevede di raggiungere, per le collisioni pp , l'energia di progetto di 14 TeV. Lo scopo di tali collisioni è quello di ricreare condizioni di densità di energia simili a quelle dei primi istanti dell'universo, nelle quali è possibile la materializzazione di tutte le particelle con massa inferiore all'energia disponibile. In questo modo è possibile studiare i costituenti della materia, come ad esempio il Bosone di Higgs.

I fasci di protoni vengono formati inserendo idrogeno gassoso in un tubo cilindrico in cui è presente un campo elettrico tale da ionizzare il gas. In questo modo si ottengono i protoni che vengono accelerati in più fasi:

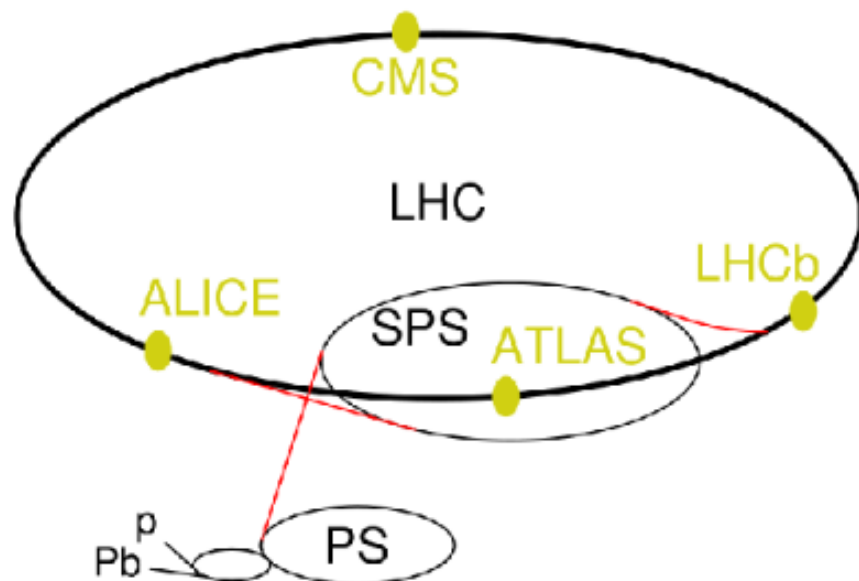
- tramite un acceleratore lineare fino ad un energia di 50 MeV
- nei due preacceleratori circolari Proton Synchrotron (PS) e Super Proton Synchrotron (SPS) dove raggiungono un energia di 450 GeV
- nell'acceleratore LHC che porta la loro energia a quella delle collisioni.

I fasci di protoni non sono continui ma divisi in pacchetti (*bunch*). Dentro LHC si hanno due fasci che circolano in verso opposto all'interno di due tubi a vuoto (*beam pipe*) distinti. La traiettoria circolare è mantenuta grazie ad un campo magnetico di 8.3 T generato da 1232 magneti di dipolo. Inoltre sono utilizzati 392 magneti di quadrupolo per focalizzare i fasci. I magneti devono lavorare in regime di superconduttività, quindi sono mantenuti ad una temperatura di 2 K grazie a elio superfluido. Quando viene

raggiunta l'energia desiderata i due fasci vengono fatti scontrare in quattro punti dove sono presenti quattro esperimenti (Fig 1.1):

- ATLAS e CMS: sono rivelatori *multi-purpose*, nei quali è stato trovato il bosone di Higgs e si cercano altre particelle previste da modelli di nuova fisica, come la supersimmetria, e candidati per la materia oscura. Inoltre vengono effettuate misure di precisione dei parametri del Modello Standard delle particelle elementari.
- LHCb: rivelatore dedicato allo studio del quark b, ha come scopo principale la spiegazione dell'asimmetria materia-antimateria.
- ALICE: è il rivelatore dedicato alle collisioni tra ioni pesanti, dove ci si aspetta la formazione di uno stato di materia formato da un plasma di quark e gluoni.

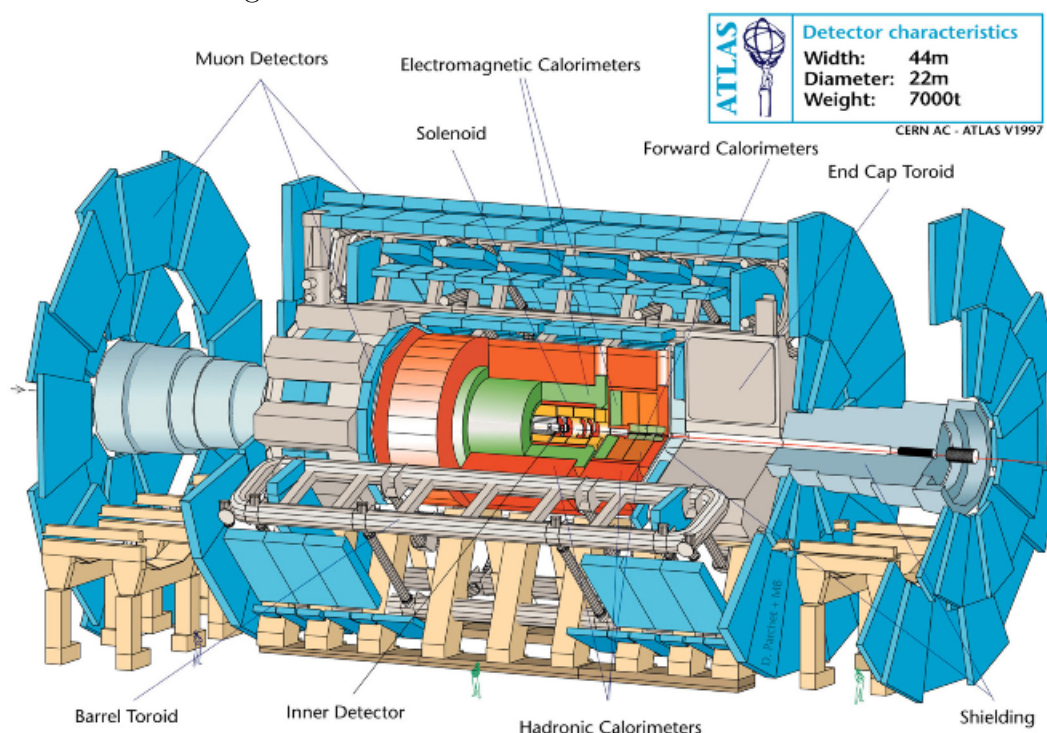
Figura 1.1: Schema dei preacceleratori e dei rivelatori di LHC



1.1 Il rivelatore ATLAS

L'apparato dell'esperimento ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) avvolge quasi completamente il punto di interazione. La sua struttura è cilindrica, con un diametro di circa 22 metri, una lunghezza di 44, e una massa di circa 7000 tonnellate. E' composto da un insieme di rivelatori (Fig 1.2):

Figura 1.2: Schema del rivelatore ATLAS



- il Rivelatore Interno (Inner Detector, ID): immerso in un campo magnetico solenoidale, è situato nella zona più vicina alla *beam pipe* e serve a tracciare e misurare l'impulso delle particelle cariche. Ha una lunghezza di circa 7 m e un diametro di 1.5 m.
- due calorimetri, uno elettromagnetico ed uno adronico: situati all'esterno dell'ID, avvolgono quasi completamente il punto di impatto. Il calorimetro elettromagnetico misura l'energia di elettroni e fotoni, mentre il calorimetro adronico rivela le particelle che interagiscono fortemente. Essi assorbono quasi completamente le particelle di cui vogliono misurare l'energia, quindi effettuano una misura distruttiva. Le uniche particelle ad emergere dai calorimetri sono i muoni e i neutrini, che non vengono direttamente rivelati.

- lo spettrometro a muoni: composto da 3 magneti e vari tracciatori, è posto all'esterno dei calorimetri. Misura direzione ed impulso dei muoni che emergono dai calorimetri.
- un monitor di fascio BCM (Beam Condition Monitor): composto da due gruppi di sensori di diamante, ha lo scopo di proteggere l'ID provocando l'eliminazione del fascio (*beam dump*) nel caso in cui la radiazione sia eccessiva. Inoltre grazie alla sua elettronica veloce, è utilizzato anche per misurare la luminosità di LHC.
- il luminometro LUCID (Luminosity measurements Using Cherenkov Interacting Detector): è il luminometro dedicato di ATLAS. Le sue caratteristiche sono descritte nel paragrafo 1.3.

1.2 La Luminosità

La luminosità è un parametro di funzionamento di qualunque acceleratore. Non dipende dal tipo di processo che si verifica nelle collisioni, ma solo dalla frequenza delle collisioni, dal numero di particelle contenute nei fasci, e dalla loro focalizzazione. Si può definire una luminosità istantanea (L) e una luminosità integrata (\mathcal{L}) su un intervallo di tempo. La luminosità istantanea, in $cm^{-1}s^{-1}$, è il tasso o *rate* (R) di interazioni per unità di sezione d'urto:

$$L = \frac{R}{\sigma} \quad (1.1)$$

Per acceleratori circolari vale anche:

$$L = \frac{f_r \cdot \mu \cdot n_b}{\sigma} \quad (1.2)$$

dove f_r è la frequenza di rivoluzione del fascio, μ il numero medio di interazioni per collisione tra pacchetti (*bunch crossing*), n_b il numero di pacchetti e σ la sezione d'urto totale.

La misura accurata della luminosità è fondamentale per misurare sperimentalmente la sezione d'urto di ogni processo. Infatti, sperimentalmente, si può ricavarne la σ utilizzando l'equazione 1.1.

Solitamente la misura della luminosità viene effettuata *bunch per bunch* e integrata su un intervallo di tempo all'interno del quale si assume che sia costante. Per LHC questo intervallo di tempo è dell'ordine di un minuto. La misura *bunch per bunch* è utile anche per la gestione e l'ottimizzazione del fascio. Dato che la spaziatura temporale dei *bunch* di LHC è ridotta (25 o 50 ns), per effettuare la misura è richiesta un'elettronica molto veloce.

1.3 Il monitor di luminosità LUCID

Il rivelatore LUCID è composto da due parti poste attorno alla *beam pipe*, a 17 metri dal punto di interazione.

Prima dell'attuale fase di *shut down* ciascuna parte era composta da 20 tubi immersi in un radiatore Cherenkov, il C_4F_{10} , e accoppiati ciascuno ad un fotomoltiplicatore con finestra di quarzo (Fig 1.3).

A partire dal 2015 ciascuna sezione di LUCID (Fig 1.4) sarà formata unicamente da una corona di fotomoltiplicatori, più piccoli di quelli usati nella fase I.

Figura 1.3: Schema di una delle due sezioni del rivelatore LUCID nella fase I.

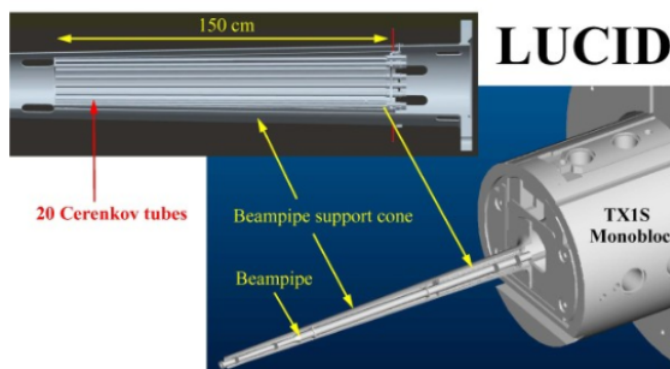
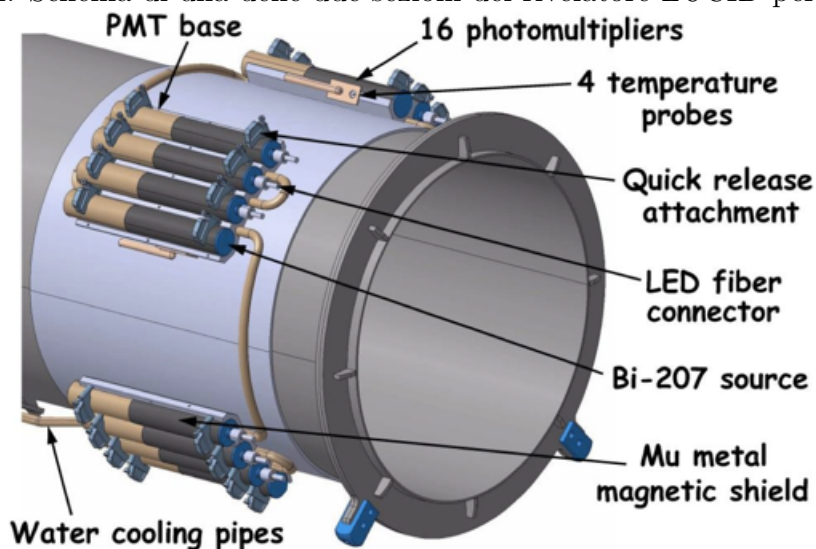


Figura 1.4: Schema di una delle due sezioni del rivelatore LUCID per la fase II.



Il principio di funzionamento, in entrambi i casi, è il seguente: le particelle cariche prodotte dalle collisioni pp attraversano il gas (solo nella fase I) e le finestre dei fotomoltiplicatori, rilasciando luce per effetto Cherenkov. Questa luce viene convertita in una corrente elettrica dai PMT, che la amplificano producendo in uscita impulsi misurabili. Tali impulsi sono confrontati con una soglia in modo tale da definire delle *hit* (segnali sopra soglia). Per ogni collisione, a seconda della presenza o meno di *hit* in una o entrambe le parti del rivelatore, si possono definire degli eventi che corrispondono a certe configurazioni di *hit*: nessuna *hit*, almeno una *hit* in entrambe le parti del rivelatore, almeno una *hit* in almeno una parte del rivelatore e così via. Contando il numero di questi eventi su intervalli di tempo dell'ordine del minuto, e calcolandone il numero medio (frequenza) per collisione, è possibile costruire, grazie alla statistica di Poisson[2], delle quantità proporzionali alla Luminosità. Per avere la Luminosità assoluta è necessaria una calibrazione esterna. Generalmente questa è ottenuta da speciali tipi di *hit* di calibrazione (Van Der Meer Scan), effettuati poche volte all'anno, durante i quali tutti i rivelatori che partecipano alla misura della luminosità sono calibrati.

I motivi che hanno portato alla modifica del rivelatore LUCID sono due: l'aumento di energia dei fasci, e l'aumento della luminosità previsti nel run II (2014-2018) rispetto al run I.

L'aumento di energia comporta un aumento della sezione d'urto delle interazioni pp , quindi aumenta il numero di interazioni per collisione tra i fasci e, di conseguenza, il numero di particelle che attraversano i PMT.

La luminosità sarà aumentata sia aumentando il numero di pacchetti circolanti che aumentando la focalizzazione del fascio. Di conseguenza, ad ogni *bunch crossing* si avrà in media un numero di interazioni più grande, dell'ordine di 50, mentre nella fase I il numero di interazione per *bunch crossing* è stato tipicamente inferiore a 30. In sintesi, entrambi i fattori citati provocano un aumento della corrente prodotta dai PMT, inducendo un problema di invecchiamento dei PMT stessi. Inoltre si prevede che la densità di particelle nell'area occupata da LUCID sarà tale per cui, mantenendo l'accettanza della fase I, si avrebbe almeno una *hit* ad ogni collisione, perciò alcuni algoritmi non sarebbero più utilizzabili (saturazione), in particolare quello che conta il numero di eventi vuoti.

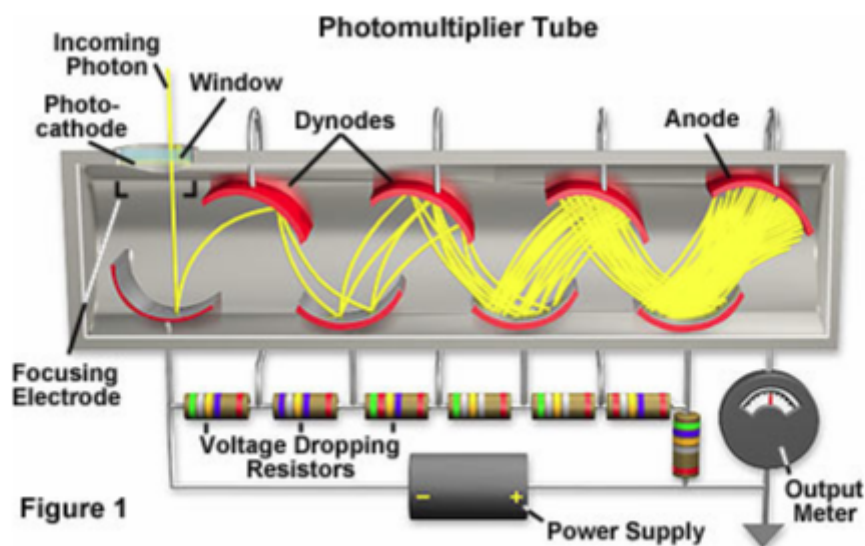
Per affrontare questi problemi si è deciso di eliminare il gas e ridurre l'accettanza dei vecchi PMT sostituendoli con un modello più piccolo. Ciò da un lato rende meno preoccupante il problema dell'invecchiamento, e dall'altro limita i problemi di saturazione. Inoltre, per garantire la durata dei PMT per tutta la fase II di LHC, si lavorerà a guadagno più basso: l'amplificazione dei PMT passerà da circa 10^6 a circa 10^5 .

Capitolo 2

Fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore (Fig 2.1) è uno strumento capace di convertire fotoni in impulsi elettrici per effetto fotoelettrico. Lo spettro della radiazione a cui i PMT più comuni sono sensibili si estende generalmente poco oltre il visibile. La corrente fotoelettrica è poi amplificata con guadagni tipici di 10^6 ma che possono arrivare anche a 10^8 . L'amplificazione viene realizzata tramite una serie di dinodi tra i quali viene applicata una differenza di potenziale.

Figura 2.1: Schema di un PMT



Un fotomoltiplicatore è composto da:

- un tubo a vuoto

- una finestra d'ingresso, che deve essere trasparente rispetto alla lunghezza d'onda dei fotoni incidenti. Materiali tipici sono il vetro borosilicato e il quarzo
- un fotocatodo, nel quale avviene l'emissione di elettroni per effetto fotoelettrico. Tipicamente costituito da materiali bialcali per le basse energie di estrazione, cosa che rende possibile il processo fotoelettrico anche con fotoni poco energetici. Tali materiali sono sensibili ad una lunghezza d'onda massima di 630 nm
- una serie di dinodi, impiegati per amplificare la corrente fotoelettrica. Applicando una differenza di potenziale tra ciascuna coppia di dinodi gli elettroni sono accelerati in modo da estrarre elettroni secondari quando incidono sul dinodo successivo nella catena. Durante il funzionamento del PMT, se la carica prodotta supera una certa quantità, i dinodi cominciano a deteriorarsi e il fotomoltiplicatore perde linearità.

2.1 Parametri caratteristici

I parametri principali di un fotomoltiplicatore sono:

- il guadagno: è il rapporto tra la corrente in uscita (anodica) e quella proveniente dal fotocatodo. Se la differenza di potenziale tra ogni coppia di dinodi è costante, si definisce δ il numero medio di elettroni secondari prodotti da ogni elettrone nella collisione con un dinodo, ed n è il numero di dinodi, allora il guadagno (G) si può esprimere come:

$$G = \delta^n \quad (2.1)$$

Inoltre, il parametro δ dipende dalla differenza di potenziale tra i dinodi (ΔV):

$$\delta = A(\Delta V)^\beta \quad (2.2)$$

dove A è una costante e β un coefficiente dipendente dal materiale e dalla geometria dei dinodi, generalmente compreso tra 0.7 e 0.8. Assumendo che la tensione (V) applicata al PMT sia ripartita uniformemente tra i dinodi, il guadagno si può esprimere come:

$$G = (A\Delta V^\beta)^n = [A \cdot (\frac{V}{n})^\beta]^n = K \cdot V^{\beta n} = KV^\alpha \quad (2.3)$$

con K costante e α un parametro specifico di ogni PMT, che in questa tesi sarà chiamato guadagno relativo

- la corrente di buio (*dark current* o DC): è la corrente che attraversa il fotomoltiplicatore anche in assenza di fotoni incidenti. Essa determina l'entità del minimo segnale rivelabile. Le sue cause sono:

- l'emissione termoionica: il fotocatodo ha energia di estrazione molto bassa per facilitare l'effetto fotoelettrico. Però ciò fa sì che può emettere elettroni anche a temperatura ambiente. Questo effetto aumenta al crescere della tensione anodica a parità di temperatura
 - le perdite ohmiche: si presentano se l'isolamento della base del tubo a vuoto è imperfetto. Tali perdite sono rilevanti a basse temperature e a bassa tensione
 - l'attivazione del materiale: i materiali del fototubo, in particolare l'alluminio, possono attivarsi e produrre rumore. Tale effetto è particolarmente rilevante in ambienti radioattivi
 - la scintillazione del vetro: alcuni elettroni sfuggono dalla catena di moltiplicazione e colpiscono la parete del tubo. In questo modo possono provocare scintillazione del vetro e quindi segnali di rumore.
 - la ionizzazione del gas residuo: eventuale gas residuo nel tubo a vuoto può essere ionizzato dagli elettroni e quindi produrre elettroni che vengono a loro volta moltiplicati
- la risposta spettrale: descrive la dipendenza della corrente prodotta dal PMT dalla lunghezza d'onda della radiazione incidente
 - la linearità: i fotomoltiplicatori sono strumenti lineari, cioè la corrente anodica è proporzionale alla luce incidente, solo entro determinate condizioni di lavoro. Gli effetti non lineari sono dovuti per esempio all'accumulo di carica spaziale nella catena di moltiplicazione. Questi effetti sono importanti ad alte tensioni anodiche e per grandi segnali
 - la stabilità a breve termine: è la dipendenza del guadagno dalla frequenza con cui incide la radiazione, quando questa è pulsata
 - la stabilità a lungo termine: dopo molte ore di lavoro la maggior parte dei PMT ha un calo di guadagno, anche a parità di tensione di lavoro. Questo problema di invecchiamento è causato dal calo di elettroni prodotti negli ultimi dinodi della catena
 - il tempo di risposta: la corrente anodica dovrebbe riprodurre l'evoluzione temporale del segnale luminoso in ingresso.

2.2 I fotomoltiplicatori di LUCID per la fase II

Per la seconda fase di funzionamento di LHC, i PMT utilizzati nella fase I (Hamamatsu modello R762) saranno sostituiti con il modello R760 (fig 2.2). Il nuovo modello ha una

Figura 2.2: PMT Hamamatsu R760



finestra di 10 mm di diametro, mentre quello dei PMT impiegati precedentemente era di 15 mm. Quindi l'accettanza è stata ridotta di un fattore 2.25. In entrambi casi lo spessore è di 2 mm. Entrambi i PMT hanno inoltre la finestra in quarzo, scelto per la sua resistenza in ambiente radioattivo. Il quarzo ha un indice di rifrazione di 1.46 e si comporta come un radiatore Cherenkov. La soglia in energia é:

- $E=0.702$ MeV per elettroni;
- $E=145.248$ MeV per i muoni;

Il quarzo trasmette fino ad una lunghezza d'onda minima di 185 nm. Nel caso di LUCID il tempo di risposta del segnale (Tab 2.1) è un parametro rilevante in quanto c'è la necessità di distinguere segnali separati di soli 25 ns. Come mostrato in Tabella 2.1, il tempo di salita di questi PMT è di 2.1 ns.

Tabella 2.1: Caratteristiche dei PMT Hamamatsu modello R760

Tipo	R760
Dimensioni (diametro)	13mm
Area fotocatodo(diametro)	10 mm
Forma della finestra	piana
λ min	160 nm
λ max	650 nm
λ picco	420 nm
Materiale fotocatodo	Bialcali
Materiale finestra	Quarzo
Cathode Lumious sensitivity (tipica)	110 μA
Max Voltage	1250 V
Max Anodic Current	100 μA
Guadagno tipico	10 ⁶
DC dopo 30 minuti tipica	1 nA
DC dopo 30 minuti max	15 nA
Tempo di salita tipico	2.1 ns

Capitolo 3

Misure di Corrente di Buio e Guadagno Relativo

Prima di essere installati, i nuovi PMT devono essere qualificati, cioè occorre misurarne le caratteristiche. Inoltre, bisogna trovare la tensione di lavoro che corrisponde al guadagno ottimale, dell'ordine di 10^5 . A tal fine ho partecipato a delle misure di *dark current* e guadagno relativo, effettuate presso l'INFN di Bologna, sui PMT che poi sono stati installati nel rivelatore LUCID, occupandomi sia della presa dati che della loro elaborazione.

Come illustrato nel capitolo 2, la dipendenza del guadagno G dalla tensione di lavoro V è di tipo esponenziale:

$$G = KV^\alpha \quad (3.1)$$

dove il parametro α è indicato come *guadagno relativo* in quanto segue. Esso può essere ottenuto misurando la corrente generata dal PMT a diverse tensioni di lavoro, in presenza di una sorgente di luce costante. Infatti, poiché la corrente generata I è proporzionale al guadagno G , si può scrivere:

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\alpha \quad (3.2)$$

dove I_1 e I_2 sono le correnti generate quando il PMT è alimentato alle tensioni V_1 e V_2 .

Ripetendo le misure di corrente a diversi valori di tensione, e scegliendone uno rispetto a cui normalizzare, V_{ref} , si può quindi campionare la relazione lineare:

$$\ln\left(\frac{I}{I_{ref}}\right) = \alpha \cdot \ln\left(\frac{V}{V_{ref}}\right) \quad (3.3)$$

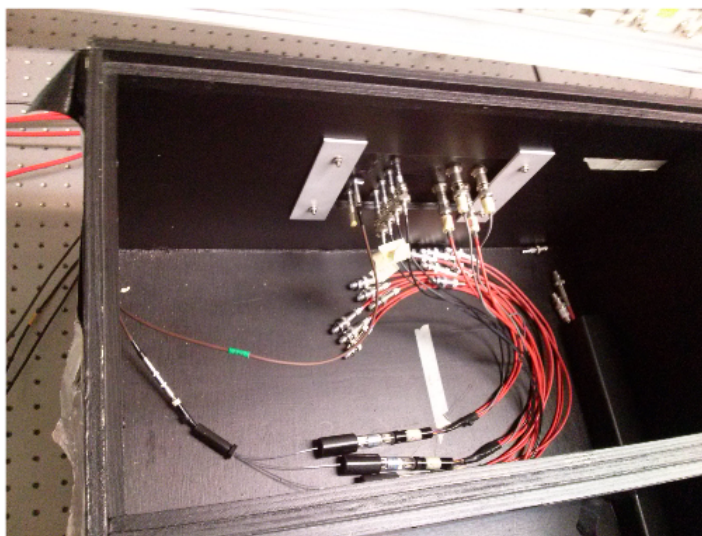
e ricavare il parametro α con una procedura di ottimizzazione o *fit*.

3.1 Setup sperimentale

Le misure di DC e di guadagno relativo (parametro α) sono state effettuate con la stessa strumentazione, che comprende:

- Un PC con sistema operativo Windows 7 e software LabVIEW 2010;
- Un picoamperometro digitale a un canale, con sensibilità tra 20 fA e 20 mA e risoluzione tra 10 fA a 100 nA, controllabile da remoto.
- Un alimentatore di alta tensione, controllabile da remoto.
- Un generatore di forme d'onda usato per impulsare un LED tramite onde quadre da 25 ns con frequenza di 10 KHz.
- Una scatola nera, dotata di connettori di alta tensione e Lemo, in cui è possibile inserire fino a 4 PMT contemporaneamente (Fig 3.1).

Figura 3.1: Scatola nera con all'interno i cavi di alimentazione dei PMT, i cavi per la lettura della corrente anodica, i PMT, il LED e le fibre.



- un LED blu, la cui lunghezza d'onda è ($\lambda \simeq 470$ nm) vicino al massimo di sensibilità dei PMT.
- 4 fibre multimodali utilizzate per portare l'impulso di luce dal LED ai PMT;

Per le misure di *dark current* e di guadagno relativo ho utilizzato un software scritto in Labview da un altro studente, il quale ha effettuato la qualificazione dei primi 18 PMT, mentre la qualificazione dei restanti 22 PMT è stata effettuata da me. Questo software gestisce l'alimentatore e la lettura della corrente da parte del picoamperometro. Per ogni PMT è effettuato un ciclo di misure in cui la tensione varia tra 500 e 1250 V in passi di 100 V, tranne l'ultimo, e poi torna a 500 V nello stesso modo. Dopo ogni cambio di tensione è imposto un tempo di attesa di 5 minuti, per permettere al PMT di stabilizzarsi, seguito dalla registrazione di 100 misure di corrente da parte del picoamperometro. La media e la deviazione standard delle misure è salvata su disco insieme al valore di tensione a cui corrisponde.

Nella scatola nera sono stati inseriti quattro PMT alla volta che sono stati lasciati a condizionare per almeno 48 ore ad una tensione di 1000 V.

Le misure di *dark current* sono state effettuate su un PMT alla volta poiché il picoamperometro ha un solo canale di acquisizione, misurando la corrente anodica in funzione della tensione applicata, in assenza di impulsi per la sollecitazione del LED, con la procedura software precedentemente descritta.

Al fine di misurare il guadagno relativo, altre misure in presenza di una sorgente di luce costante sono state effettuate dopo aver impostato l'intensità e la durata dell'impulso luminoso prodotto dal LED tramite un generatore di forme d'onda. Anche tali misure sono state effettuate su un PMT alla volta con la procedura Labview già descritta. Facendo un *fit* lineare del logaritmo della corrente in funzione della tensione applicata si estrae il valore del parametro α che compare nell'equazione 3.1. Tale *fit* è stato effettuato in due intervalli di tensione distinti, sopra e sotto 1000 V, e separatamente per misure di corrente in funzione della tensione mentre essa cresceva o calava (V_{up} e V_{down}). In questo modo si volevano controllare eventuali effetti di saturazione ad alta tensione e valutare eventuali errori sistematici dipendenti dalla stabilità del LED e dal tempo necessario alla stabilizzazione dei PMT in seguito a un cambiamento di alimentazione.

3.2 Risultati

3.2.1 Corrente di Buio

Nella tabella 3.1 sono mostrati i valori di corrente di buio misurati per i 40 PMT, in pA, per 3 valori di tensione: 700 V, 800 V e 1000 V, sia durante la fase di misura con tensione crescente, V_{up} , che durante la fase di misura con tensione calante, V_{down} . Gli errori delle misure mostrati in Tabella 3.1 sono quelli statistici associati alla media delle 100 misure di corrente effettuate al valore di tensione con il picoamperometro. Le misure relative allo stesso valore di tensione sono tra loro compatibili entro l'errore statistico, e quindi si possono combinare con una media pesata (Tabella 3.2).

Tabella 3.1: Valori misurati di *dark current*, in pA, a diversi valori di tensione applicata

PMT	700 V up	700 V down	800 V up	800 V down	1000 V up	1000 V down
EA3362	0.8± 0.7	1.5± 0.4	1.6± 1.6	1.7± 1.5	6± 4	7± 5
EA3363	1.2± 1.0	0.9± 0.6	2.4± 1.8	3± 2	13± 11	13± 12
EA3364	1.4± 2.0	1.3± 0.6	3± 2	3.3± 1.8	19± 15	16± 14
EA3365	1.6± 0.9	1.5± 0.9	4± 2	4± 2	20± 15	26± 17
EA3366	1.3± 0.8	1.4± 0.7	6± 5	6± 3	90± 30	70± 30
EA3367	2.5± 1.1	2.6± 1.2	7± 4	7± 3	40± 20	40± 30
EA3368	1.2± 0.9	1.2± 0.8	3± 2	2.9± 1.9	15± 13	16± 11
EA3373	1.5± 0.8	1.4± 0.7	4± 2	4± 2	28± 18	25± 12
EA3375	1.9± 1.3	1.7± 0.7	5± 2	4± 2	24± 15	24± 15
EA3376	0.9± 0.4	0.8± 0.5	2.1± 1.4	2.1± 2.0	13± 22	10± 11
EA3378	2.2± 1.7	2.2± 1.1	4± 2	4± 3	16± 10	17± 12
EA3379	1.0± 0.5	1.4± 0.5	3± 3	2.2± 1.5	12± 11	15± 11
EA3383	1.3± 1.9	1.3± 1.5	2.4± 1.8	3± 5	19± 24	20± 20
EA3384	1.5± 0.9	1.3± 0.7	4± 4	4± 3	21± 14	19± 12
EA3385	0.8± 0.6	1.0± 0.4	2± 4	1.7± 1.2	10± 8	11± 11
EA3386	0.5± 0.7	0.5± 0.4	2± 7	1± 2	4± 6	9± 3
EA3387	3.4± 1.3	3.1± 1.3	9± 3	9± 4	60± 60	60± 60
EA3388	2.0± 1.3	2.1± 1.6	6± 6	6± 5	30± 18	30± 30
EA3390	1.9± 1.2	2± 3	5± 2	5± 2	26± 17	27± 19
EA3391	1.4± 1.1	1.2± 0.9	3.4± 2.0	4± 3	18± 10	18± 11
EA3392	1.4± 0.7	1.3± 1.5	3± 2	2.6± 1.7	14± 12	15± 13
EA3393	1.0± 0.6	0.9± 0.7	2.1± 1.2	3± 4	24± 20	12± 8
EA3395	1.1± 0.5	5± 2	2.5± 1.8	3± 7	14± 4	33± 7
EA3397	1.5± 0.5	1.5± 0.5	3± 3	3.2± 1.8	16± 19	19± 25
EA3399	1.9± 1.2	1.6± 0.8	4± 2	4± 2	17± 11	17± 13
EA3401	1.2± 0.5	1.2± 0.8	2.6± 1.7	2.4± 1.3	10± 7	12± 9
EA3402	1.1± 0.4	1.2± 1.9	1.9± 1.1	2.0± 0.9	10± 30	11± 11
EA3403	1.2± 1.7	0.9± 0.7	3± 2	3± 2	15± 15	18± 18
EA3404	1.2± 0.6	1.1± 0.6	3± 4	2.5± 1.6	15± 12	14± 10
EA3405	0.8± 0.5	1.0± 1.2	1.9± 1.8	1.8± 1.4	19± 17	10± 20
EA3406	0.9± 1.0	0.8± 1.2	1.8± 1.8	1.7± 1.5	9± 8	11± 17
EA3407	0.7± 0.7	0.6± 0.6	2± 3	2± 5	10± 30	12± 16
EA3408	0.8± 0.4	0.8± 0.7	2.1± 1.5	1.7± 1.6	10± 9	9± 11
EA3409	1.0± 1.1	0.8± 0.5	2.1± 1.7	2.3± 1.9	13± 16	16± 19
EA3410	1.1± 1.1	1.1± 1.8	3± 5	2± 2	10± 20	20± 40
EA3411	1.0± 0.6	1.1± 1.0	3± 5	2.6± 1.7	13± 10	12± 9
EA3412	0.9± 0.4	0.9± 0.4	3± 4	2± 2	11± 12	10± 7
EA3415	2.3± 1.1	2.7± 2.0	5± 5	5± 2	20± 20	30± 50
EA3416	1.6± 1.2	1.3± 0.9	3± 3	3± 2	19± 18	19± 19
EA3420	0.5± 0.3	0.5± 0.9	0.9± 0.5	0.9± 0.8	6± 8	4± 4

Nelle figura 3.2 e 3.3 è mostrata la *dark current* in funzione della tensione applicata per il PMT EA3366, per il quale si hanno valori di corrente di buio relativamente alti rispetto all'insieme delle misure effettuate, e per il PMT EA3320, per il quale si hanno bassi valori di *dark current*. In entrambi i grafici si nota un appiattimento nell'andamento della corrente di buio alle tensioni più basse, dovuto al fatto che si è al limite della sensibilità del picoamperometro.

L'andamento della corrente di buio è uniforme per tutti i PMT e varia da circa 1 pA a 700 V fino a qualche decina di pA a 1000 V. I valori più elevati si hanno per i

Figura 3.2: *Dark current* in funzione della tensione applicata al PMT EA3366. La linea tratteggiata è riferita alle misure in cui la tensione è crescente, mentre quella continua alle misure in cui la tensione applicata è decrescente. L'appiattimento a bassa tensione è dovuto al limite di sensibilità del picoamperometro utilizzato per le misure.

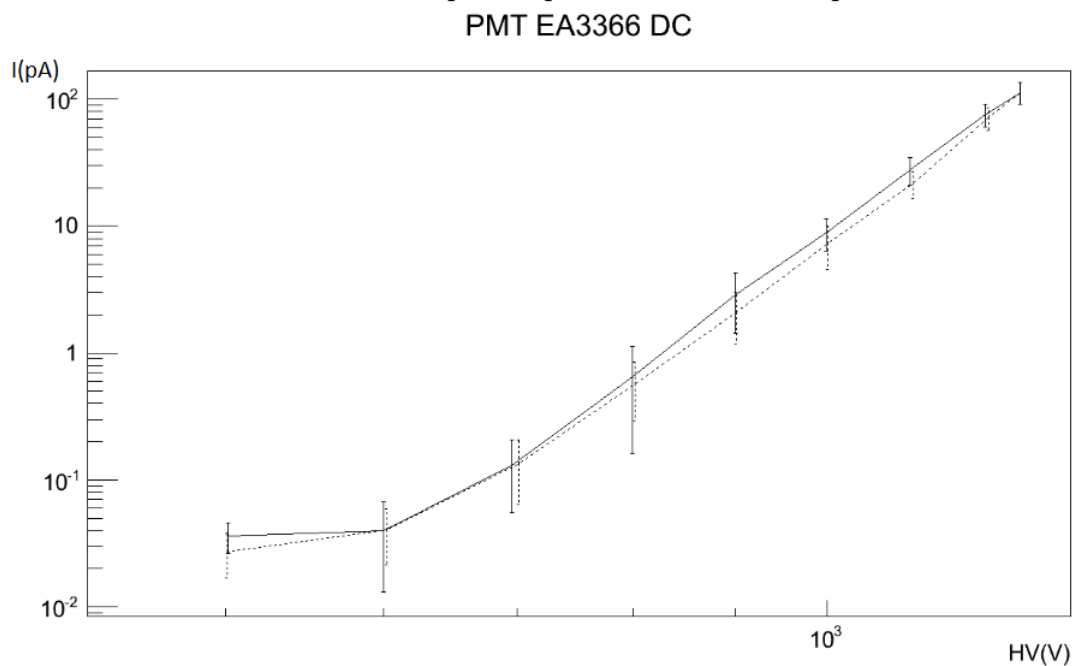
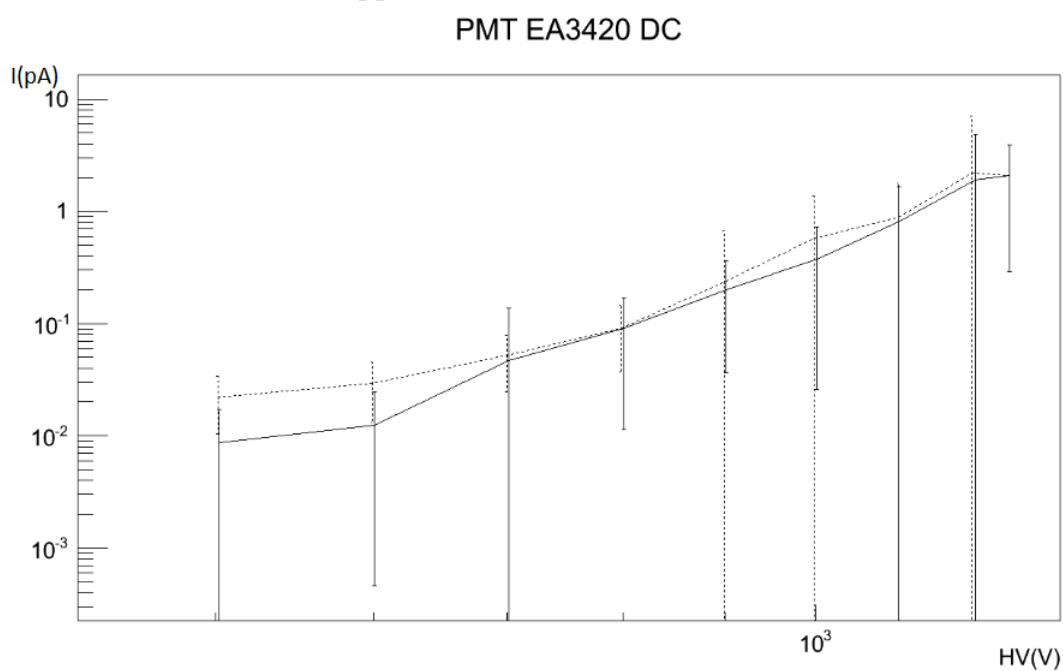


Figura 3.3: *Dark current* in funzione della tensione applicata al PMT EA3420. La linea tratteggiata è riferita alle misure in cui la tensione è crescente, mentre quella continua alle misure in cui la tensione applicata è decrescente.



PMT EA3366, EA3367, EA3378, EA3387, EA3388, EA3395, EA3415. Comunque anche ai valori più elevati la varianza della *dark current* è di tre ordini di grandezza più piccola rispetto ai valori di corrente tipici dovuti al passaggio di una particella carica nella finestra del PMT, come sarà mostrato nei capitoli 4 e 5.

In tabella 3.2 sono riportati i valori corrispondenti alla media pesata delle misure effettuate nelle fasi di V_{up} e V_{down} . L'errore è quello associato alla media pesata.

Tabella 3.2: Media pesata dei valori di *dark current* misurati nelle fasi V_{up} e V_{down} (vedi testo), in pA, e a diversi valori di tensione applicata

PMT	700 V	800 V	1000 V
EA3362	0.8± 0.8	2± 2	7± 7
EA3363	1.1± 1.2	3± 3	14± 17
EA3364	1.4± 2.1	3± 3	20± 20
EA3365	1.5± 1.2	4± 3	20± 20
EA3366	1.3±1.0	6±6	80±40
EA3367	2.6± 1.6	7± 6	40± 40
EA3368	1.2± 1.2	3± 3	16± 17
EA3373	1.5± 1.1	4± 3	30± 20
EA3375	1.8± 1.5	4.3± 3.3	24± 21
EA3376	0.9± 0.6	2± 2	13± 23
EA3378	2.2± 2.0	4± 3	17± 16
EA3379	1± 5	3± 3	14± 16
EA3383	1± 2	3± 6	20± 30
EA3384	1.4± 1.2	4± 5	20± 18
EA3385	0.9± 0.7	2± 4	10± 14
EA3386	0.5± 0.8	2±8	10±30
EA3387	3± 2	9± 5	60± 80
EA3388	2± 2	6± 8	30± 30
EA3390	2± 3	5± 3	30± 30
EA3391	1.3± 1.4	4± 4	18± 15
EA3392	1.4± 1.7	3±3	14± 17
EA3393	1.0± 0.9	3± 4	20± 20
EA3395	4± 5	20± 20	30± 20
EA3397	1.5± 0.7	3± 4	20± 30
EA3399	1.8± 1.4	4± 3	17± 17
EA3401	1.2± 0.9	3± 2	11± 11
EA3402	1.2± 2.0	2.0± 1.4	10± 30
EA3403	1.1± 1.8	3± 3	20± 20
EA3404	1.2± 0.9	3± 4	14± 16
EA3405	0.9± 1.3	2± 2	10± 30
EA3406	0.9± 1.5	2± 2	10± 19
EA3407	0.7± 0.9	2± 5	10± 30
EA3408	0.8± 0.8	2± 2	9± 14
EA3409	1.0± 1.2	2± 3	10± 30
EA3410	1± 2	3± 6	20± 50
EA3411	1.0± 1.2	3± 5	12± 13
EA3412	0.9± 0.5	3± 4	10± 14
EA3415	3± 2	5± 5	30± 50
EA3416	1.4± 1.5	3± 4	20± 30
EA3420	0.5± 0.9	0.9± 1.0	5± 9

3.2.2 Guadagno Relativo

In Tabella 3.3 sono mostrati i valori misurati del parametro α negli intervalli di tensione sopra e sotto i 1000 V per i 40 PMT. I valori riportati corrispondono alla combinazione dei risultati dei *fit* effettuati individualmente durante le scansioni in tensione (fasi *up* e *down*: quando questi erano tra loro compatibili entro l'errore statistico è stata fatta la media pesata, in caso contrario si è considerata la media aritmetica e si è sommato all'errore statistico un sistematico corrispondente alla differenza tra i valori centrali delle due misure.

Prima di eseguire i *fit*, le *dark current* non son state sottratte alle misure di corrente poiché il loro valore è compreso nell'errore statistico. Per tutte le misure, il χ^2 è compreso tra 0.4 e 2.2.

Tabella 3.3: Valori misurati per il parametro α che compare nell'equazione 3.1 in due intervalli di tensione.

PMT	(500 - 1000) V	(1000 - 1250) V
EA3362	7.86 ± 0.09	7.38 ± 0.09
EA3363	7.82 ± 0.09	7.46 ± 0.10
EA3364	8.23 ± 0.10	7.42 ± 0.11
EA3365	7.74 ± 0.12	8.63 ± 0.10
EA3366	8.06 ± 0.09	7.12 ± 0.09
EA3367	8.29 ± 0.07	7.61 ± 0.06
EA3368	8.02 ± 0.06	8.54 ± 0.10
EA3373	8.22 ± 0.08	7.79 ± 0.08
EA3375	8.07 ± 0.11	8.76 ± 0.09
EA3376	8.19 ± 0.07	7.80 ± 0.10
EA3378	7.77 ± 0.06	7.65 ± 0.12
EA3379	8.14 ± 0.06	7.62 ± 0.08
EA3383	8.02 ± 0.08	8.16 ± 0.09
EA3384	8.18 ± 0.05	7.49 ± 0.10
EA3385	7.87 ± 0.06	8.28 ± 0.09
EA3386	8.35 ± 0.11	7.77 ± 0.09
EA3387	8.13 ± 0.10	7.29 ± 0.12
EA3388	8.41 ± 0.07	7.56 ± 0.10
EA3390	8.30 ± 0.09	7.58 ± 0.10
EA3391	8.33 ± 0.08	8.00 ± 0.12
EA3392	8.07 ± 0.07	7.43 ± 0.14
EA3393	8.17 ± 0.08	7.54 ± 0.10
EA3395	8.44 ± 0.09	8.94 ± 0.10
EA3397	8.22 ± 0.06	7.52 ± 0.11
EA3399	8.29 ± 0.09	7.60 ± 0.13
EA3401	8.18 ± 0.07	7.66 ± 0.11
EA3402	8.17 ± 0.08	7.40 ± 0.10
EA3403	8.32 ± 0.09	7.81 ± 0.10
EA3404	8.30 ± 0.10	7.71 ± 0.12
EA3405	8.10 ± 0.10	7.57 ± 0.15
EA3406	8.75 ± 0.14	7.42 ± 0.20
EA3407	7.77 ± 0.10	8.51 ± 0.17
EA3408	8.26 ± 0.07	7.53 ± 0.15
EA3409	8.17 ± 0.09	7.70 ± 0.16
EA3410	8.20 ± 0.08	7.53 ± 0.12
EA3411	8.13 ± 0.10	7.57 ± 0.15
EA3412	8.27 ± 0.06	7.47 ± 0.08
EA3415	8.29 ± 0.05	7.49 ± 0.08
EA3416	8.34 ± 0.07	7.68 ± 0.09
EA3420	8.16 ± 0.07	7.65 ± 0.08

Si osserva che nell'intervallo di tensione più elevato il valore misurato del parametro α risulta essere sistematicamente più basso rispetto a quello misurato nell'altro intervallo. Probabilmente ciò è dovuto a effetti di saturazione dei PMT. I valori misurati del parametro α , per tensioni minori di 1000 V, variano da 7.74 per il PMT EA3365 a 8.75 per l'EA3406. Gli errori più ampi, dovuti alla parte sistematica, si hanno proprio per questi due PMT.

Nelle figure 3.4 e 3.5 sono mostrati gli andamenti della corrente ed i valori del guadagno relativo, divisi per l'acquisizione *up* e *down* su tutto il range e su range diviso tra sopra e sotto i 1000 V, rispettivamente per i PMT EA3366, EA3420.

Dato che non è possibile effettuare misure di guadagno assoluto a tutte le tensioni, misurare il guadagno relativo serve per trasportare una misura di guadagno assoluto, effettuata ad una certa tensione, V_x , ad un altro valore di tensione V_y .

Figura 3.4: Logaritmo della corrente anodica, normalizzata a quella misurata a 1000 V, in funzione della tensione applicata al PMT EA3366. I punti rappresentano le misure e le linee i *fit* lineari su tutto l'intervallo per tensioni crescenti e decrescenti nella figura a sinistra. Invece in quella di destra sono mostrati i *fit* con tensioni crescenti e decrescenti divisi negli intervalli (500 - 1000) V e (1000 - 1250) V. il valore di p_0 rappresenta la misura del parametro α .

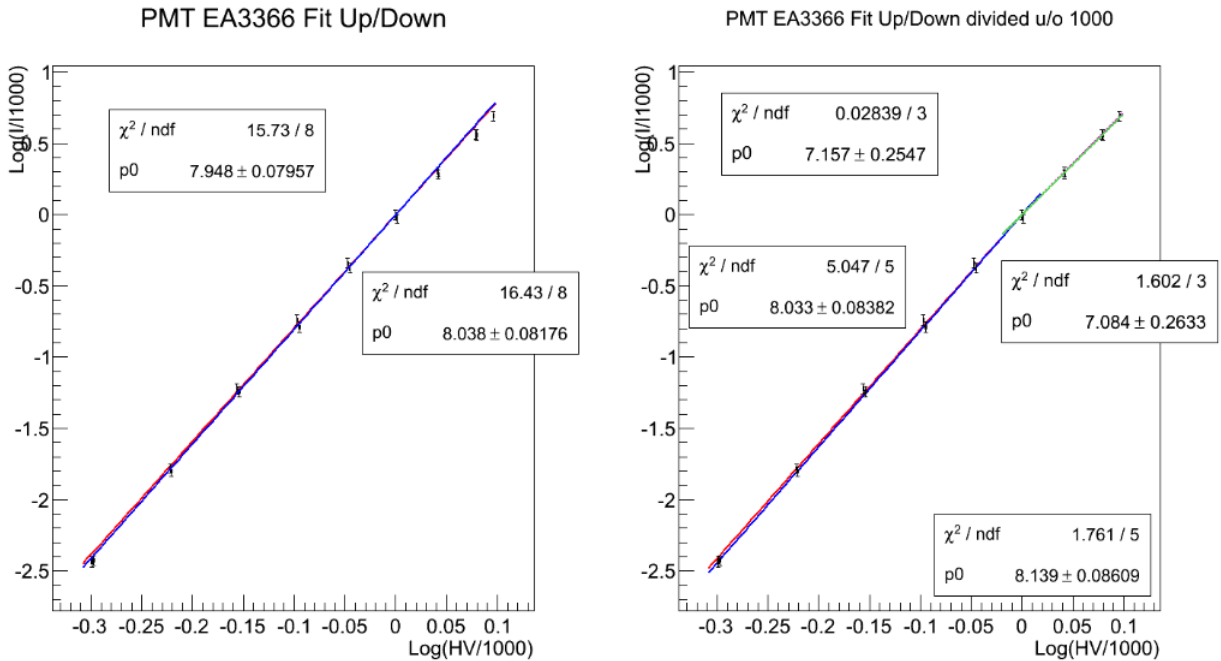
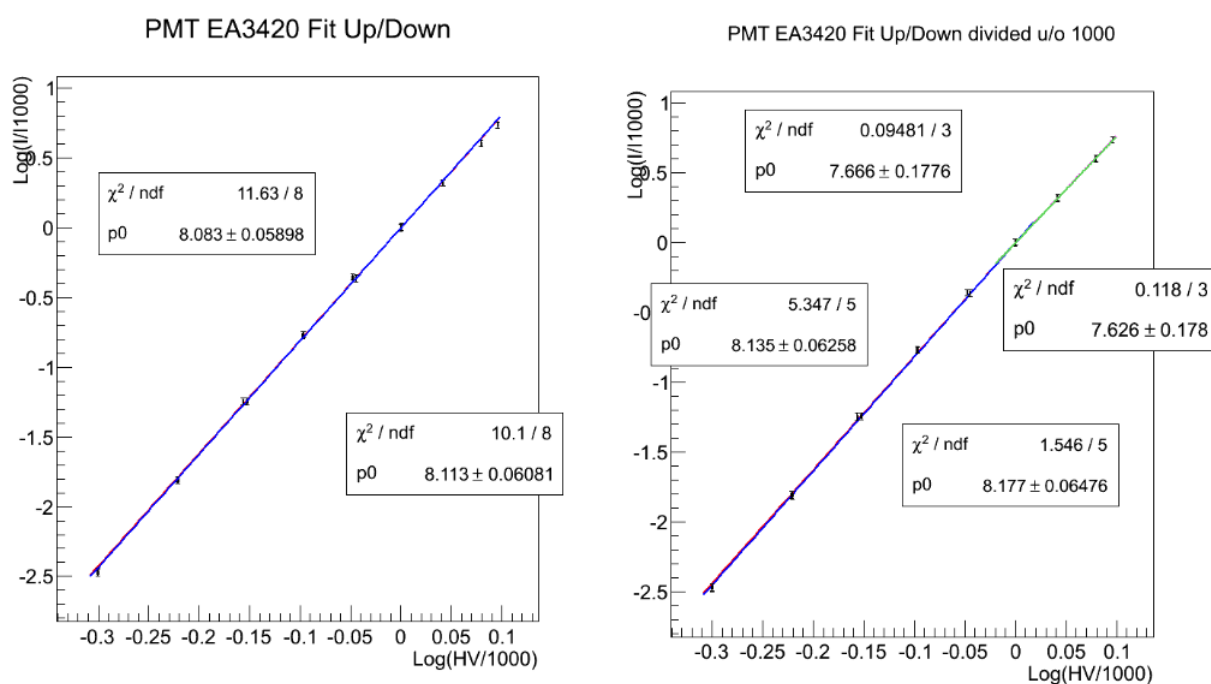


Figura 3.5: Logaritmo della corrente anodica, normalizzata a quella misurata a 1000 V, in funzione della tensione applicata al PMT EA3420. I punti rappresentano le misure e le linee i *fit* lineari su tutto l'intervallo per tensioni crescenti e decrescenti nella figura a sinistra. Invece in quella di destra sono mostrati i *fit* con tensioni crescenti e decrescenti divisi negli intervalli (500 - 1000) V e (1000 - 1250) V. il valore di p0 rappresenta la misura del parametro α .



Capitolo 4

Misure di Guadagno Assoluto col metodo del singolo fotoelettrone

Un metodo per misurare il guadagno assoluto è quello di considerare lo spettro del singolo fotoelettrone[3]. Tale spettro mostra la distribuzione in carica in uscita dal fotomoltiplicatore quando entra nella catena di moltiplicazione al più un elettrone. Esso può essere misurato illuminando la finestra del PMT con un sorgente luminosa molto debole, per esempio con un LED, così che la probabilità che il fotocatodo emetta più di un elettrone contemporaneamente sia molto piccola. Integrando il segnale di corrente in un intorno del momento aspettato per il segnale del LED, si misura la carica (Q) prodotta all'anodo, che è:

$$Q = Q(e) \cdot G \quad (4.1)$$

dove $Q(e)$ è la carica dell'elettrone, nota, e G il guadagno assoluto.

4.1 Setup sperimentale

Per effettuare le misure di guadagno assoluto ci si è serviti della stessa scatola nera e dello stesso LED utilizzati per le misure di guadagno relativo descritte nel paragrafo precedente. Le misure di guadagno assoluto sono state effettuate con il software di acquisizione dati di ATLAS, tramite una scheda di acquisizione custom a due canali, la scheda LUCROD, che funziona come un oscilloscopio digitale. Questa scheda campiona continuamente i segnali in ingresso nei due canali, con un periodo di 3.125 ns, dopo averli amplificati di un fattore programmabile. E' inoltre possibile impostare dei valori di soglia in modo che se almeno uno dei due ingressi supera la propria soglia, allora 64 campionamenti attorno al punto di superamento della soglia (*trigger*) sono spostati, per entrambi i canali, in una FIFO di lettura da cui possono essere estratti.

Nel *setup* utilizzato, in un canale entra il segnale di corrente del PMT da misurare e nell'altro entra un segnale sincrono all'impulso di un LED, che fa da trigger. All'interno

della scatola nera sono stati inseriti quattro PMT, ma se ne è misurato solo uno alla volta. L'ampiezza del LED è stata impostata, con l'aiuto di un oscilloscopio, in modo tale da provocare l'emissione di al più uno o due fotoelettroni per ogni impulso.

I campionamenti dei segnali in ingresso, convertiti dalla scheda LUCROD in dei livelli di tensione tramite una resistenza $R=50\Omega$, sono salvati su *file* dal software di ATLAS.

Successivamente, i campionamenti del segnale proveniente dal PMT sono integrati per un periodo di circa 30 ns attorno alla posizione aspettata per l'impulso corrispondente al segnale del LED, ottenendo una misura della carica(Q) in unità di $mV \cdot ns$, corrispondenti a:

$$Q(mV \cdot ns) = pC \cdot 50\Omega \quad (4.2)$$

I valori di carica ottenuti effettuando più misure, a parità di tensione applicata, vengono poi istogrammati per ottenere uno spettro, come quello mostrato in Fig. 4.1. Tale spettro è dominato da un picco corrispondente agli eventi in cui non si registra alcun segnale (integrale della *baseline*), detto *pedistallo*. Oltre al piedistallo è presente un altro picco concentrato sul valore di carica (Q) corrispondente a un singolo fotoelettrone.

Dall'equazione 4.1 si può ricavare quindi il guadagno assoluto del PMT come:

$$G = \frac{Q(mV \cdot ns)}{R \cdot Q(e) \cdot A} \quad (4.3)$$

con $R=50\Omega$, $Q(e) = 1.6 \cdot 10^{-19}$ e A un fattore di preamplificazione della scheda LUCROD. Al diminuire della tensione applicata, il picco corrispondente alla carica prodotta da un singolo fotoelettrone si sposta verso il picco del piedistallo, fino a non essere più distinguibile. Per fare misure accurate occorre che i due picchi siano ben separati. Ciò rappresenta un limite inferiore per i valori di tensione, e quindi di guadagno, ai quali si può effettuare la misura. Nel nostro setup il rumore dell'elettronica, che determina la larghezza del piedistallo, è tale per cui occorre alimentare il PMT ad almeno 900 V.

4.2 Risultati

In figura 4.1 è mostrato lo spettro di singolo fotoelettrone misurato per il PMT EA3366 con una tensione applicata di 1000 V. Tale grafico evidenzia un piedistallo, dovuto agli eventi in cui non è stato prodotto nessun fotoelettrone, ed il primo picco di carica dovuto all'emissione di un singolo fotoelettrone.

La carica corrispondente a un fotoelettrone può essere stimata come differenza tra la posizione dei due picchi. Quest'ultima può a sua volta essere stimata, in prima approssimazione, effettuando un fit gaussiano a ciascuno dei picchi. In questo modo si ottengono i risultati mostrati in Tabella 4.1, dove gli errori sono puramente statistici e sono ottenuti sommando gli errori sulla posizione del picco forniti dai due fit gaussiani.

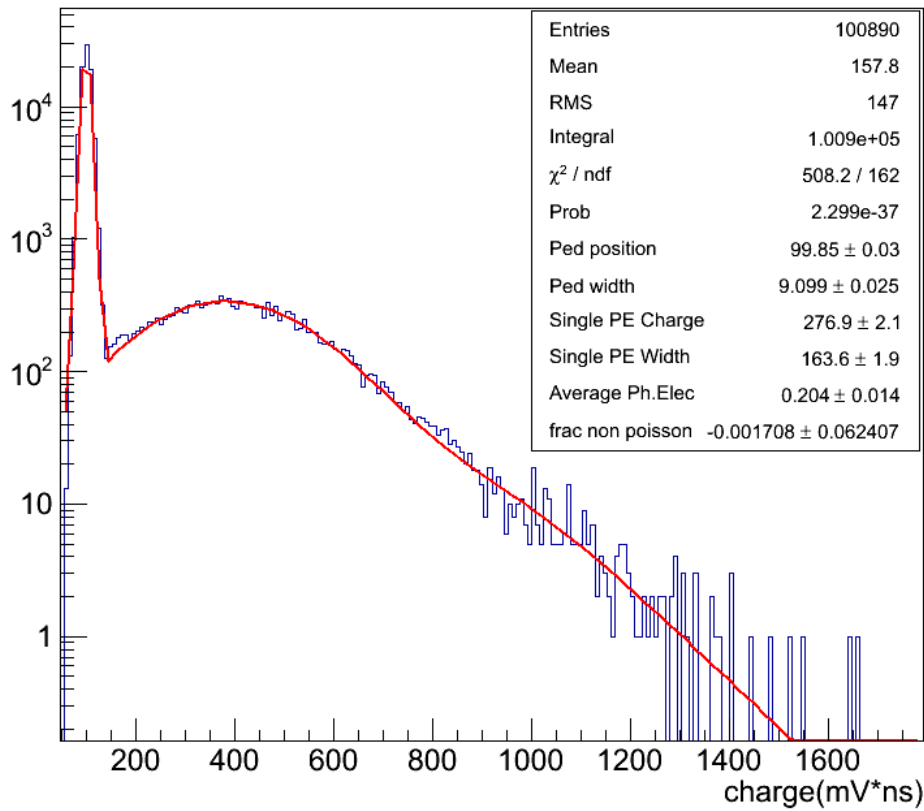
Una procedura più accurata consiste nel modellare la distribuzione come somma di due poissoniane convolute con delle gaussiane. Le poissoniane descrivono la probabilità di emissione di zero, uno o più fotoelettroni dal fotocatodo, mentre le gaussiane rendono conto della risoluzione del sistema. Una descrizione accurata della procedura di fit può essere trovata in [4]. Il risultato è mostrato dalla linea continua presente in Fig 4.1, insieme ai valori ottimali dei parametri liberi nel fit stesso. Come si può notare, il risultato è compatibile con la differenza tra le posizioni di due gaussiane, ma più accurato.

Il guadagno del PMT corrisponde quindi a:

$$G = \frac{Q_{p.e.}(mV \cdot ns)}{50\Omega \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot A} \quad (4.4)$$

con $A=8$.

Figura 4.1: Istogramma della carica(Q), in mV·ns, misurata dal PMT EA3366, alimentato con $V = 1000$ V, in presenza di un impulso di luce molto debole prodotto da un LED. La scala del numero di occorrenze è logaritmica. Si nota un picco corrispondente al piedistallo ed un picco a carica più alta dovuto alla generazione di un singolo fotoelettrone.



In Tabella 4.1 sono mostrati i valori di $Q_{p.e.}$ e di G per $V=1000$ V e $V=900$ V. Gli errori sulla carica elencati sono quelli statistici associati ai *fit* gaussiani. Gli errori sul guadagno, statistici, corrispondono alla somma degli errori associati ai *fit* gaussiani del picco del piedistallo e del picco del singolo fotoelettrone.

Tabella 4.1: Guadagno del PMT EA3366 a due diverse tensioni di lavoro.

Vtaggio (V)	$Q_{p.e.}$ (mV· ns)	Amplificazione LUCROD (A)	Guadagno (G)
1000	277 ± 9	x8	$(4.32 \pm 0.14) \cdot 10^6$
900	114 ± 8	x8	$(1.78 \pm 0.13) \cdot 10^6$

I valori di guadagno ottenuti a 900 e 1000 V sono dell'ordine di 10^6 . Scendendo a un guadagno di 10^5 , richiesto in LUCID, il picco dovuto al singolo fotoelettrone non è più distinguibile dal rumore. Perciò con queste misure si può determinare la tensione di lavoro corrispondente a un guadagno $G=10^5$ solo tramite una estrapolazione, utilizzando i parametri α misurati nel capitolo 3. Poiché la dipendenza di G da V è esponenziale, anche piccoli errori su α determinano incertezze significative su G . Nel nostro caso, utilizzando un valor medio di $\alpha=8.0 \pm 0.1$, la tensione di lavoro da applicare sarebbe dell'ordine di 650 V, con un errore di ± 3 V dovuto alla sola estrapolazione, che corrisponde a un errore sul guadagno G : $\Delta G = \pm 4\%$

Nonostante il sistema di misura del CERN sia meno rumoroso, la misura con un singolo fotoelettrone a tensioni di 650 V non è possibile. E' quindi necessario trovare un sistema di calibrazione alternativo, che permetta di stimare il guadagno dei PMT direttamente al valore di lavoro di LUCID.

Capitolo 5

Misure di Guadagno Assoluto con una sorgente radioattiva

Un modo per misurare il guadagno dei PMT direttamente alla tensione di lavoro in LUCID è quello di utilizzare delle sorgenti radioattive. Infatti il passaggio di una particella carica nella finestra di quarzo produce qualche decina di fotoelettroni, quindi la carica anodica è qualche decina di volte quella del singolo fotoelettrone.

La sorgente radioattiva più semplice da utilizzare sono i raggi cosmici. Per misurare la carica dovuta al passaggio di un raggio cosmico è stata utilizzata la stessa scheda LUCROD usata per la calibrazione assoluta con il metodo del singolo fotoelettrone. Il PMT è stato posto al di sotto di uno scintillatore accoppiato ad un altro PMT che produce un segnale ogni volta che una particella carica attraversa lo scintillatore. Il segnale prodotto dallo scintillatore è stato utilizzato come trigger per l'acquisizione tramite la scheda LUCROD, e solo gli eventi in cui si registra una coincidenza tra il PMT sotto misura e il segnale dello scintillatore sono stati salvati. In questo modo si selezionano raggi cosmici provenienti dall'alto.

A causa della bassa frequenza dei raggi cosmici non è possibile calibrare tutti i PMT in questo modo. Le misure con i raggi cosmici sono servite a determinare il numero medio $\langle N \rangle$ di fotoelettroni prodotti dalla finestra di quarzo quando una particella carica vi incide perpendicolarmente. Infatti, tale numero può essere ricavato misurando la carica prodotta alla stessa tensione applicata (quindi allo stesso guadagno) durante le misure di guadagno assoluto tramite singolo fotoelettrone.

Il numero medio di fotoelettroni $\langle N \rangle$ risulta essere:

$$\langle N \rangle = \frac{Q_p}{Q_{1p.e.}} \quad (5.1)$$

dove Q_p è la carica dovuta al passaggio di una particella carica e $Q_{1p.e.}$ è la carica del singolo fotoelettrone.

Dalle misure sperimentali si ricava che il numero medio di fotoelettroni prodotti dalla finestra in seguito al passaggio di una particella carica è 35.

Per effettuare le misure di guadagno assoluto si è dovuto cercare una sorgente radioattiva diversa, che deve soddisfare due requisiti indispensabili:

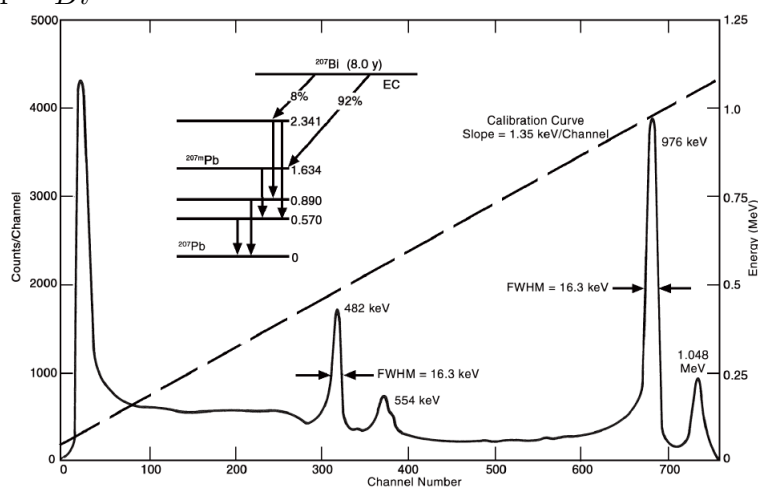
- le particelle prodotte devono avere un'energia maggiore della soglia Cherenkov del quarzo
- le particelle emesse non devono essere assorbite nella finestra di quarzo, che ha uno spessore di 2 mm.

La sorgente individuata è l'isotopo radioattivo ^{207}Bi le cui caratteristiche sono descritte nel paragrafo 5.1.

5.1 Il Bismuto 207

Il ^{207}Bi decade[5] in uno stato eccitato del ^{207}Pb , che poi si diseccita per conversione interna cedendo la sua energia ad un elettrone molto legato, quindi delle *shell* più interne, invece di emettere raggi x o γ . L'elettrone viene emesso dall'atomo in un processo a due corpi, con energia cinetica pari alla differenza tra l'energia di diseccitazione dell'atomo e l'energia di legame dell'elettrone. Perciò, a differenza del decadimento β , l'elettrone espulso è monoenergetico. Per il ^{207}Bi gli elettroni prodotti per conversione interna hanno energie da qualche centinaio di KeV a qualche MeV. Lo spettro è mostrato in Fig 5.1. Come mostrato nella Tabella 5.1, nel 7% dei casi l'energia cinetica degli elettroni

Figura 5.1: spettro in energia cinetica degli elettroni emessi durante la catena di decadimento del ^{207}Bi



emessi dal Bismuto è di 975.761 KeV, quindi è sufficiente per produrre luce Cherenkov

nella finestra di quarzo dei PMT e non esservi assorbiti. Per il quarzo l'energia cinetica di soglia Cherenkov per elettroni è di 191 KeV. Il tempo di dimezzamento del ^{207}Bi è $\tau = 31.55$ anni.

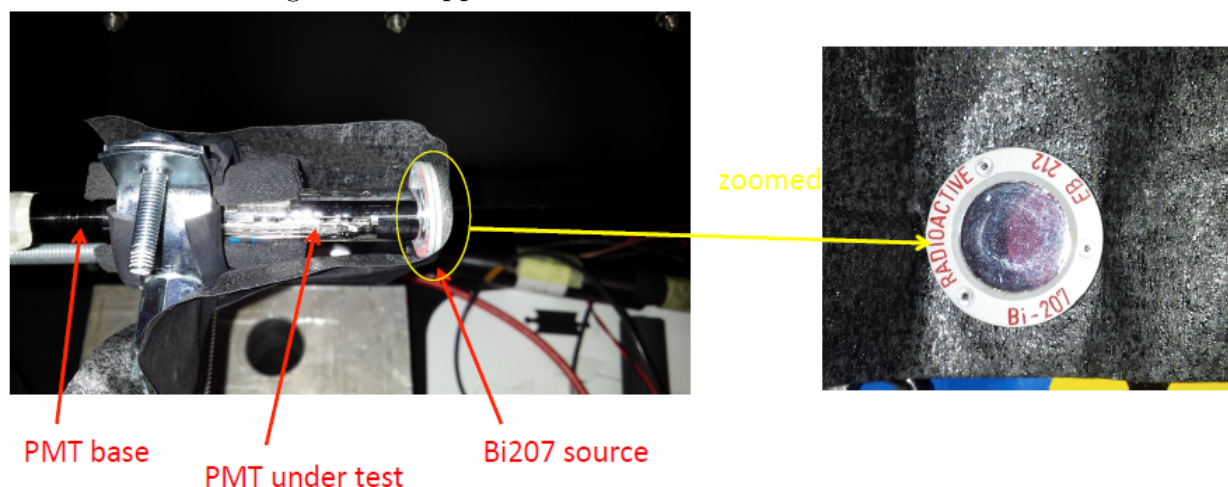
Tabella 5.1: Decadimento del ^{207}Bi

Processo	Particella	Energia	Intensità
Auger K	e^-	56.7 KeV	2.9%
CE K	e^-	481.6935 KeV	1.515%
CE L	e^-	553.8372 KeV	0.438%
CE M	e^-	565.8473 KeV	0.147%
CE K	e^-	975.651 KeV	7.03%
CE L	e^-	1047.795 KeV	1.84%
CE M	e^-	1059.805 KeV	0.54%
XR	γ	10.6 KeV	33.2%
XR	γ	72.805 KeV	21.4%
XR	γ	74.969 KeV	35.7%
XR	γ	84.45 KeV	4.31%
XR	γ	84.938 KeV	8.27%
XR	γ	87.3 KeV	3.02%
	γ	569.698 KeV	97.76%
	γ	1063.656 KeV	74.6%
	γ	1770.228 KeV	6.87%

5.2 Setup sperimentale

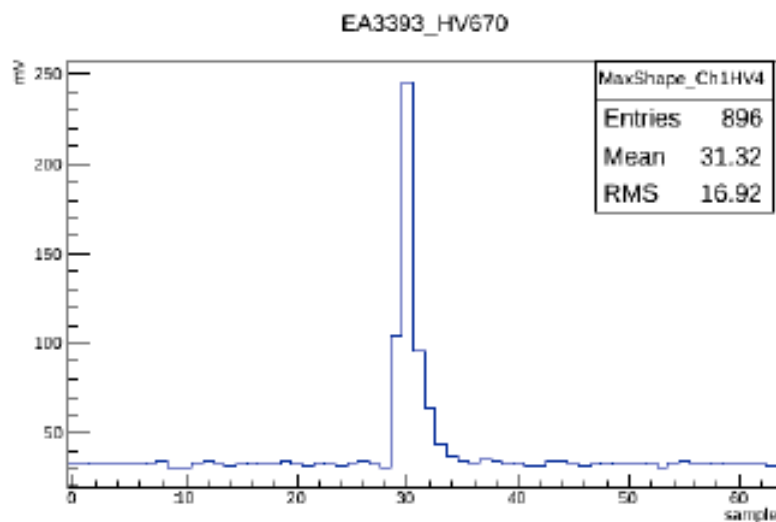
Le misure sono state effettuate al CERN e io mi sono occupato dell'analisi dei dati. Una sorgente di Bismuto è stata messa a contatto con la finestra di ciascun fotomoltiplicatore da misurare come mostrato in figura 5.2.

Figura 5.2: Apparato di misura con il Bismuto 207



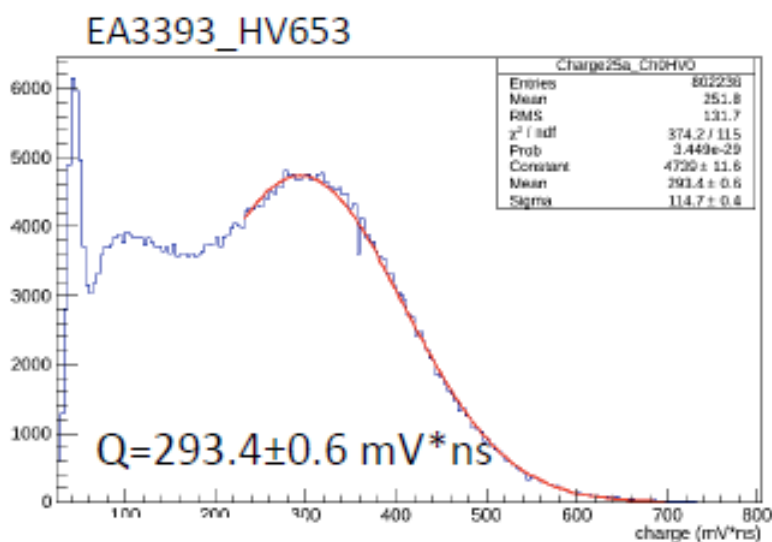
L'acquisizione è stata effettuata anche in questo caso tramite la scheda *custom* a due canali LUCROD e, avendo due sorgenti, si sono misurati due PMT alla volta. Il *trigger* è stato effettuato con l'OR dei due canali, quindi la scheda acquisiva quando almeno uno dei due segnali era sopra soglia. Un esempio di segnale prodotto dal ^{207}Bi ed acquisito dalla scheda LUCROD è mostrato in Figura 5.3. Integrando tale segnale si ottiene la sua carica che, una volta istogrammata, produce una distribuzione come quella mostrata in Figura 5.4. Qui si distinguono due picchi: uno vicino a zero corrispondente agli eventi *triggerati* dall'altro PMT, e uno dovuto al passaggio di un elettrone nella finestra di quarzo. Quello che appare come un picco centrale è soltanto il risultato della soglia di *trigger*, che seleziona solo gli eventi con un'ampiezza superiore a quella minima. Come mostrato in figura, la carica media prodotta nella finestra di quarzo dagli elettroni provenienti dal ^{207}Bi è valutata con un fit gaussiano attorno al picco corrispondente.

Figura 5.3: Esempio di segnale dovuto al ^{207}Bi per il PMT EA3393



Measured signal at 670 Volt PMT EA3393

Figura 5.4: Distribuzione in carica dovuta ai decadimenti del ^{207}Bi . Il picco vicino a zero è dovuto agli eventi triggerati dall'altro PMT. Quello che appare come secondo picco corrisponde in realtà alla soglia di *trigger*, mentre il terzo picco è quello relativo agli elettroni emessi dal decadimento del ^{207}Bi .



La posizione del picco nella distribuzione in carica per i segnali prodotti dal Bismuto è diversa da quella relativa ai raggi cosmici. Questo è dovuto al fatto che i due sistemi di acquisizione sono diversi. Infatti per i raggi cosmici il trigger è fatto tramite il passaggio della particella nello scintillatore posto al di sopra della finestra del PMT e quindi si ha acquisizione quando la particella carica attraversa verticalmente la finestra del PMT. Invece con la sorgente di Bismuto si ha autotrigger. Gli elettroni vengono emessi in tutte le direzioni dalla sorgente radioattiva, quindi si hanno acquisizioni anche quando la traiettoria degli elettroni emessi dall'isotopo radioattivo non è perpendicolare alla finestra. In questo caso l'elettrone attraversa uno spessore diverso. Poiché l'angolo Cherenkov nel quarzo è di 46 gradi, il cono di luce attorno alla direzione dell'elettrone può colpire tutto o in parte il fotocatodo del PMT. Gli effetti geometrici sono complicati e non facilmente prevedibili. Di conseguenza, il numero medio di fotoelettroni corrispondente al picco del ^{207}Bi è stato valutato per confronto con la posizione del picco relativo ai cosmici. Sperimentalmente si è trovato che la posizione del picco corrisponde a circa 30 fotoelettroni.

5.3 Determinazione della tensione corrispondente a un guadagno di 10^5

Con $N=30$ fotoelettroni, un guadagno G di 10^5 e un fattore di preamplificazione della scheda LUCROD $A=13.92$, che è quello che permette di sfruttare al meglio il range dinamico dell'elettronica durante le collisioni, il picco nella distribuzione in carica relativa al ^{207}Bi dovrebbe corrispondere a una carica $Q^*=334 \text{ mV} \cdot \text{ns}$. Infatti utilizzando l'equazione 4.2 per convertire pC in $\text{mV} \cdot \text{ns}$ si ottiene:

$$Q^* = G \cdot R \cdot A \cdot N \cdot Q(e) = 10^5 \cdot 50\Omega \cdot 13.92 \cdot 30 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C} = 334 \text{mV} \cdot \text{ns} \quad (5.2)$$

Per trovare il valore di tensione corrispondente a tale carica, o equivalentemente a un guadagno di 10^5 , si è proceduto come segue: partendo dalla calibrazione assoluta a 1000 V descritta nel capitolo precedente, e tenuto conto dei valori del parametro α riportati nel capitolo 3, possiamo stimare che la tensione di lavoro si trovi a circa 650 V. Ogni PMT è stato dunque posto a contatto con la sorgente di ^{207}Bi e si sono misurate le distribuzioni in carica corrispondenti a 5 diverse tensioni di lavoro, separate da 10 V, in un intorno di 650 V.

La tensione corrispondente al guadagno desiderato è ricavata, per ciascuna delle 5 misure, utilizzando la relazione 3.1:

$$V_i^* = V(i) \cdot \sqrt[\alpha]{\frac{Q^*}{Q(i)}} \quad (5.3)$$

dove V_i^* sono le tensioni corrispondenti al guadagno voluto, $V(i)$ le tensioni a cui si sono misurate le distribuzioni in carica, $Q(i)$ le cariche misurate alle tensioni $V(i)$, e Q^* la carica da ottenere.

Mediando sui risultati si ottiene infine:

$$V^* = \frac{\sum V_i^*}{n} \quad (5.4)$$

Alternativamente, il valore di tensione V^* corrispondente al guadagno voluto si può anche stimare facendo un'interpolazione lineare tra i due valori di carica più vicini a Q^* :

$$V^* = V(1) + \frac{(Q^* - Q(1)) \cdot (Q(2) - Q(1))}{V(2) - V(1)} \quad (5.5)$$

dove $Q(1)$ e $Q(2)$ sono le cariche misurate più vicine a quella voluta, e $V(1)$ e $V(2)$ le corrispondenti tensioni applicate al PMT.

In Tabella 5.2 sono riportate le misure della tensione corrispondente ad una carica di $334 \text{ mV} \cdot \text{ns}$ calcolata con l'equazione 5.4 e l'equazione 5.5. Per l'equazione 5.4, i parametri α sono quelli misurati a Bologna e descritti nel capitolo 3. Gli errori riportati sono quelli dovuti alla propagazione del solo errore statistico sulle cariche $Q(i)$, e degli errori su α riportati in tabella 3.3. Inoltre è mostrata la differenza tra i loro valori centrali.

Tabella 5.2: Tensione di lavoro corrispondente a un guadagno di 10^5 per ciascuno dei PMT da misurare, valutata con i due metodi descritti nel testo. La terza colonna evidenzia la differenza tra i due metodi, che rientra nei rispettivi errori.

PMT	α Bologna	Interpolazione	Differenza
EA3362	681 \pm 4	681 \pm 4	0
EA3363	649 \pm 2	649 \pm 2	0
EA3364	642 \pm 2	643 \pm 2	1
EA3365	637 \pm 2	637 \pm 2	0
EA3366	645 \pm 2	645 \pm 2	0
EA3367	653 \pm 2	652 \pm 3	1
EA3368	652 \pm 2	652 \pm 3	0
EA3373	649 \pm 2	648 \pm 2	1
EA3375	622 \pm 1	622 \pm 2	0
EA3376	670 \pm 3	670 \pm 3	0
EA3378	656 \pm 2	656 \pm 3	0
EA3379	657 \pm 2	657 \pm 3	0
EA3383	642 \pm 2	642 \pm 2	0
EA3384	663 \pm 3	663 \pm 3	0
EA3385	655 \pm 2	654 \pm 3	1
EA3386	651 \pm 2	651 \pm 3	0
EA3387	601 \pm 1	601 \pm 1	0
EA3388	618 \pm 1	617 \pm 1	1
EA3390	622 \pm 2	621 \pm 2	1
EA3391	658 \pm 2	658 \pm 3	0
EA3392	646 \pm 2	645 \pm 2	1
EA3393	663 \pm 3	662 \pm 3	1
EA3395	654 \pm 2	654 \pm 3	0
EA3397	660 \pm 3	660 \pm 3	0
EA3399	621 \pm 1	621 \pm 2	0
EA3401	677 \pm 4	673 \pm 3	4
EA3402	678 \pm 4	678 \pm 4	0
EA3403	629 \pm 2	628 \pm 2	1
EA3404	638 \pm 2	635 \pm 2	3
EA3405	652 \pm 2	650 \pm 3	2
EA3406	658 \pm 2	657 \pm 3	1
EA3407	645 \pm 2	644 \pm 2	1
EA3408	646 \pm 2	645 \pm 2	1
EA3409	628 \pm 1	628 \pm 2	0
EA3410	625 \pm 1	625 \pm 2	0
EA3411	650 \pm 2	649 \pm 3	1
EA3412	663 \pm 3	663 \pm 3	0
EA3415	632 \pm 2	631 \pm 2	1
EA3416	620 \pm 1	619 \pm 1	1
EA3420	723 \pm 6	723 \pm 6	0

I valori di tensione di lavoro per avere un guadagno di 10^5 determinati tramite interpolazione lineare si accordano con quelli ottenuti utilizzando la dipendenza esponenziale tramite i parametri α mostrati nel capitolo 3.

5.3.1 Errori sistematici

Gli errori sulle tensioni di lavoro riportati in Tabella 5.2 sono puramente statistici. Per verificare la validità e la robustezza della metodologia utilizzata, e la riproducibilità dei risultati, sono stati eseguiti diversi controlli sistematici:

1. Invece di utilizzare i parametri α riportati nel capitolo 3, si sono utilizzate le 5 misure di carica a diversi valori di tensione descritte precedentemente per rivalutare α stesso. I risultati su α sono confrontati con quelli valutati a Bologna in Tabella 5.3, mentre le differenze indotte sulle tensioni di lavoro sono riportate in tabella 5.4. Benché i parametri α valutati al CERN siano sistematicamente più grandi (ciò è probabilmente dovuto al diverso intervallo di tensione su cui sono stati valutati), le differenze indotte sulle tensioni di lavoro non eccedono mai l'errore statistico sulle tensioni stesse.
2. Le misure sono state ripetute tali e quali su alcuni PMT, dopo aver spostato e riposizionato la sorgente. In questo modo si è valutata l'incertezza dovuta all'accoppiamento tra i PMT e la sorgente stessa, che non era facilmente riproducibile.
3. Per alcuni PMT, si è impostata la tensione di lavoro a quella precedentemente determinata e si è rimisurata la posizione del picco nella distribuzione in carica relativa al ^{207}Bi , confrontandola con il valore aspettato di $334 \text{ mV} \cdot \text{ns}$.

Tabella 5.3: Parametro α misurato a Bologna e al CERN, e differenza tra i due valori centrali.

PMT	α Bologna	α CERN	Differenza
EA3362	7.86 ± 0.09	8.44 ± 0.05	0.58
EA3363	7.82 ± 0.09	8.68 ± 0.09	0.86
EA3364	8.23 ± 0.10	8.63 ± 0.06	0.40
EA3365	7.74 ± 0.12	8.71 ± 0.06	0.97
EA3366	8.06 ± 0.09	8.61 ± 0.09	0.55
EA3367	8.29 ± 0.07	8.85 ± 0.05	0.56
EA3368	8.02 ± 0.06	8.54 ± 0.10	0.52
EA3373	8.22 ± 0.08	8.47 ± 0.04	0.25
EA3375	8.07 ± 0.11	8.64 ± 0.05	0.57
EA3376	8.19 ± 0.07	8.92 ± 0.10	0.73
EA3378	7.77 ± 0.06	8.70 ± 0.04	0.93
EA3379	8.14 ± 0.06	8.99 ± 0.04	0.85
EA3383	8.02 ± 0.08	8.78 ± 0.05	0.76
EA3384	8.18 ± 0.05	8.70 ± 0.04	0.52
EA3385	7.87 ± 0.06	9.01 ± 0.14	1.14
EA3386	8.35 ± 0.11	8.90 ± 0.09	0.55
EA3387	8.13 ± 0.10	8.72 ± 0.07	0.59
EA3388	8.41 ± 0.07	8.80 ± 0.05	0.39
EA3390	8.30 ± 0.09	8.58 ± 0.05	0.28
EA3391	8.33 ± 0.08	9.23 ± 0.07	0.90
EA3392	8.07 ± 0.07	8.51 ± 0.09	0.44
EA3393	8.17 ± 0.08	9.11 ± 0.08	0.94
EA3395	8.44 ± 0.09	8.68 ± 0.10	0.24
EA3397	8.22 ± 0.06	8.63 ± 0.09	0.41
EA3399	8.29 ± 0.09	8.62 ± 0.05	0.33
EA3401	8.18 ± 0.07	8.13 ± 0.08	0.05
EA3402	8.17 ± 0.08	8.49 ± 0.10	0.32
EA3403	8.32 ± 0.09	8.76 ± 0.07	0.44
EA3404	8.30 ± 0.10	8.83 ± 0.12	0.53
EA3405	8.10 ± 0.10	8.66 ± 0.09	0.56
EA3406	8.75 ± 0.14	8.67 ± 0.07	0.08
EA3407	7.77 ± 0.10	9.13 ± 0.09	1.36
EA3408	8.26 ± 0.07	8.69 ± 0.05	0.43
EA3409	8.17 ± 0.09	8.77 ± 0.05	0.60
EA3410	8.20 ± 0.08	8.67 ± 0.12	0.47
EA3411	8.13 ± 0.10	8.97 ± 0.06	0.84
EA3412	8.27 ± 0.06	8.62 ± 0.09	0.35
EA3415	8.29 ± 0.05	8.90 ± 0.13	0.61
EA3416	8.34 ± 0.07	8.81 ± 0.12	0.47
EA3420	8.16 ± 0.07	8.33 ± 0.09	0.17

Tabella 5.4: Tensione di lavoro corrispondente a un guadagno di 10^5 calcolata tramite il parametro α misurato a Bologna, e al CERN. Nella quarta colonna è mostrata la differenza tra i due valori centrali.

PMT	α Bologna	α CERN	Differenza
EA3362	681 ± 4	680 ± 3	1
EA3363	649 ± 2	649 ± 2	0
EA3364	642 ± 2	642 ± 2	0
EA3365	637 ± 2	637 ± 1	0
EA3366	645 ± 2	645 ± 2	0
EA3367	653 ± 2	653 ± 2	0
EA3368	652 ± 2	652 ± 2	0
EA3373	649 ± 2	649 ± 2	0
EA3375	622 ± 1	621 ± 1	1
EA3376	670 ± 3	670 ± 3	0
EA3378	656 ± 2	656 ± 2	0
EA3379	657 ± 2	657 ± 2	0
EA3383	642 ± 2	642 ± 2	0
EA3384	663 ± 3	662 ± 2	1
EA3385	655 ± 2	654 ± 2	1
EA3386	651 ± 2	651 ± 2	0
EA3387	601 ± 1	601 ± 1	0
EA3388	618 ± 1	617 ± 1	1
EA3390	622 ± 2	621 ± 1	1
EA3391	658 ± 2	659 ± 2	1
EA3392	646 ± 2	646 ± 2	0
EA3393	663 ± 3	662 ± 2	1
EA3395	654 ± 2	654 ± 2	0
EA3397	660 ± 3	660 ± 2	0
EA3399	621 ± 1	621 ± 1	0
EA3401	677 ± 4	677 ± 3	0
EA3402	678 ± 4	678 ± 3	0
EA3403	629 ± 2	628 ± 1	1
EA3404	638 ± 2	639 ± 1	1
EA3405	652 ± 2	651 ± 2	1
EA3406	658 ± 2	658 ± 2	0
EA3407	645 ± 2	644 ± 2	1
EA3408	646 ± 2	646 ± 2	0
EA3409	628 ± 1	628 ± 1	0
EA3410	625 ± 1	625 ± 1	0
EA3411	650 ± 2	650 ± 2	0
EA3412	663 ± 3	663 ± 3	0
EA3415	632 ± 2	631 ± 1	1
EA3416	620 ± 1	619 ± 1	1
EA3420	723 ± 6	723 ± 5	0

Il sistematico dominante è quello dovuto all'accoppiamento tra la sorgente e il PMT, che introduce incertezze sulla posizione del picco nella distribuzione della carica degli elettroni emessi dal ^{207}Bi . Tale incertezza è dell'ordine del 5% e corrisponde a un'incertezza di circa 5 Volt sulla tensione di lavoro.

In conclusione la tensione di lavoro che corrisponde a un guadagno di 10^5 è stata determinata per tutti i PMT acquistati con un'accuratezza di 5-6 V, corrispondenti a un'incertezza dell'ordine del 5% sul guadagno. Questo è anche il limite entro il quale la risposta dei sensori sarà equalizzata durante la fase di acquisizione dati.

Per permettere la calibrazione dei PMT anche durante il funzionamento di LUCID, sulla finestra di quarzo di un certo numero dei PMT stessi (4 per lato) è stata incollata una piccola quantità di ^{207}Bi . Misurandone la distribuzione in carica tra un *run* e l'altro sarà possibile valutare eventuali spostamenti nella posizione del picco e, dunque, eventuali variazioni di guadagno, da correggere con corrispondenti variazioni nella tensione di lavoro. I restanti PMT potranno essere calibrati per confronto con quelli equipaggiati con la sorgente, utilizzando i dati delle interazioni *pp*. Il ^{207}Bi è stato impiantato solo su un sottoinsieme dei PMT disponibili per evitare di introdurre incertezze nella calibrazione assoluta della luminosità durante i Van Der Meer scans. L'emissione del ^{207}Bi è infatti trascurabile rispetto ai segnali provenienti dalle interazioni *pp* ad alta luminosità, ma potrebbe indurre dei sistematici non trascurabili durante la fase di calibrazione, quando solo pochi pacchetti, e di bassa luminosità, circolano.

Capitolo 6

Conclusioni

LHC attualmente è in fase di *shut down* per aumentarne energia e luminosità. Al fine di mantenere o migliorare le prestazioni del *run* I, anche i vari sottorivelatori di ATLAS hanno approfittato della pausa per apportare migliorie ai propri apparati. In particolare, per il luminometro LUCID, è stato deciso di sostituire i sensori, cioè i 32 fotomoltiplicatori, e di cambiare l'elettronica.

Un primo obiettivo di questa tesi è stato quello di completare la qualificazione dei nuovi PMT, utilizzando un sistema di acquisizione LABVIEW già esistente per la misura automatizzata della corrente prodotta dai PMT, sia in assenza di luce (corrente di buio) che in presenza di una sorgente luminosa, al variare della tensione di alimentazione. In particolare, dei 40 PMT acquistati, solo 18 erano stati qualificati prima dell'inizio di questo lavoro di tesi. Dei restanti 22 si è studiata sia la corrente di buio che la dipendenza del guadagno dalla tensione di lavoro, misurando per ciascuno il parametro che ne descrive la dipendenza esponenziale.

Secondo obiettivo di questo lavoro era la determinazione, per ciascun PMT, della tensione di lavoro corrispondente a un guadagno di 10^5 . Questo valore di guadagno è quello richiesto ai PMT per funzionare durante la fase II di LHC. Per misurare il guadagno dei PMT si è inizialmente utilizzato un metodo standard, già utilizzato durante il *run* I in LHC: quello del singolo fotoelettrone. Affinché il segnale dovuto all'emissione di un solo fotoelettrone dal fotocatodo dei PMT sia separato dal rumore dell'elettronica di acquisizione, occorre operare i PMT a guadagni dell'ordine di 10^6 , ottenibili con tensioni dell'ordine di 900 V. Conoscendo la dipendenza del guadagno dalla tensione applicata, è stato possibile risalire alla tensione corrispondente a un guadagno di 10^5 per estrapolazione. Nonostante questa procedura sia utilizzabile al fine di equalizzare i guadagni dei PMT prima dell'inizio della presa dati, non è chiaramente applicabile durante la fase di presa dati.

In LUCID i PMT producono segnali quando la loro finestra è attraversata da particelle cariche con energia sopra la soglia Cherenkov del quarzo. Utilizzando i muoni dei raggi cosmici ho determinato il numero medio di fotoelettroni prodotti dai PMT quando

la finestra è attraversata quasi perpendicolarmente da una particella carica: 35. Naturalmente i raggi cosmici non possono essere utilizzati per calibrare i PMT durante le fasi di presa dati, sia per carenza di raggi cosmici, specialmente nelle sale sperimentali di LHC a 100 m sotto terra, sia per l'orientazione dei PMT nel rivelatore. Tuttavia, i risultati ottenuti con i raggi cosmici hanno suggerito che una calibrazione assoluta è possibile con una sorgente radioattiva. A tal fine si è deciso di utilizzare gli elettroni emessi per conversione interna nel decadimento del ^{207}Bi .

Le misure con il ^{207}Bi sono state effettuate al CERN, dove la sorgente era disponibile, ed io mi sono occupato dell'analisi dei dati. Misurando la distribuzione in carica degli elettroni emessi dal Bismuto a diverse tensioni di alimentazione attorno a quella precedentemente determinata per ottenere un guadagno di 10^5 , si è potuto misurarla più precisamente. Inoltre, i buoni risultati ottenuti hanno suggerito l'idea di incollare una piccola quantità di ^{207}Bi direttamente sulla finestra di un sottoinsieme dei PMT da installare nel rivelatore. La calibrazione di questi PMT sarà effettuata direttamente alla tensione di lavoro, tra un *run* e l'altro. La calibrazione dei restanti PMT potrà essere effettuata per confronto con quelli equipaggiati con la sorgente, direttamente sui dati protone-protone.

Bibliografia

- [1] <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>
- [2] John R. Taylor, Introduzione all'analisi degli errori. Lo studio delle incertezze nelle misure fisiche
- [3] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach
- [4] <http://amsdottorato.unibo.it/3486/1/valentinetti-sara-tesi/>
- [5] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>